

04:09;10

О стационарных состояниях электронных пучков в дрейфовом пространстве

© Н.Ф. Ковалев

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: kovalev@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 6 сентября 2001 г. В окончательной редакции 20 ноября 2001 г.)

Показана ошибочность результатов ряда работ исследующих свойства виртуальных катодов в сильно замагниченных электронных пучках. Строго доказано, что возможно существование виртуальных катодов при токах, меньших предельных, в коаксиальных трубчатых пучках.

1. В последнее время опубликован целый ряд работ, одна из которых в ЖТФ [1], посвященных виртуальным катодам. Эта весьма интересная тема, имеющая множество практических применений, неоднократно обсуждалась в печати и раньше (см., например, [2]). Но, несмотря на это, в новых работах некоторые результаты и выводы представляются, на наш взгляд, если и не ошибочными, то во всяком случае сомнительными, что в основном связано с недостаточной обоснованностью исходных положений. В настоящей заметке обсуждается только один из сомнительных моментов работы [1], касающийся стационарных состояний сильно замагниченных электронных пучков в однородных дрейфовых каналах. Согласно выводам из [1], виртуальные катоды существуют только при токах инжекции (I_0), превышающих предельные значения (I_{lim}), причем после образования виртуального катода прошедший через дрейфовое пространство ток (I) равен предельному

$$I = I_{lim}. \tag{1}$$

Оба эти утверждения, согласно [1], применимы как к планарной модели (рис. 1, *a*), так и к модели трубчатого тонкостенного пучка (рис. 1, *b*). Но давно известно [2], что зависимость

$$I = I(I_0) \tag{2}$$

имеет совсем другой вид, например, такой как показано на рис. 2 для планарной модели дрейфового пространства и нерелятивистских энергиях электронов. Из приведенной на рис. 2 диаграммы токов видно, что функция (2) неоднозначна, виртуальный катод может существовать и при токах инжекции, меньших предельного тока ($0.5I_{lim} < I_0 < I_{lim}$), прошедший через виртуальный катод ток всегда меньше предельного

$$I \in \left(\frac{1}{8} I_{lim}, \frac{1}{2} I_{lim} \right) < I_{lim}.$$

Если допустить адиабатически плавное увеличение тока инжекции $I_0(t)$, то виртуальный катод образуется при $I_0 > I_{lim}$, причем за переход из однопоточного состояния к состоянию с виртуальным катодом ответственна

бурсиановская неустойчивость. Переход условно показан на рис. 2 пунктирной стрелкой. В противоположном случае медленного уменьшения $I_0(t)$ виртуальный катод пропадает также из-за развития бурсиановской неустойчивости, но при другом значении тока инжекции ($I_0 = I_F$)

$$I_F = 0.5I_{lim} < I_{lim}. \tag{3}$$

От величины тока I_0 зависит и местоположение виртуального катода, в частности, возникает он на удалении $z \approx 0.3d$ от плоскости инжекции ($z = 0$), а пропадает при $z = 0.5d$.

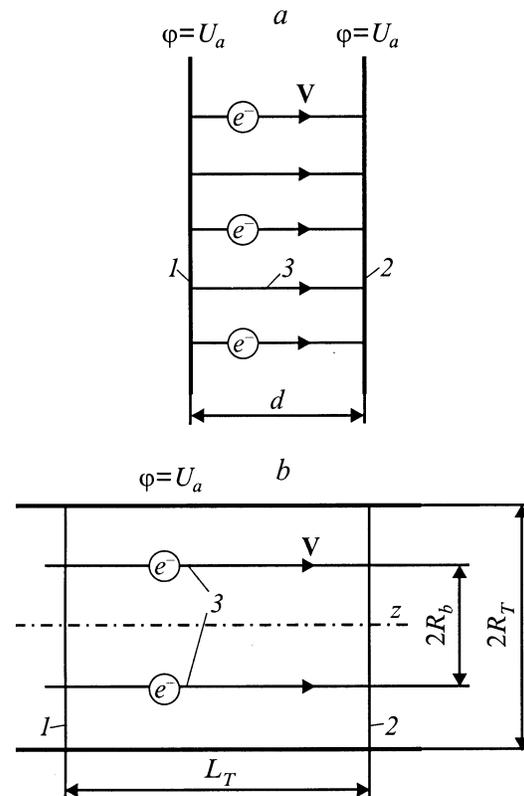


Рис. 1. Планарная (а) и коаксиальная (b) модели дрейфового пространства; U_a — ускоряющее электроны напряжение; 1 — торец инжекции электронов (e^-), 2 — коллекторный торец, 3 — электронный пучок.

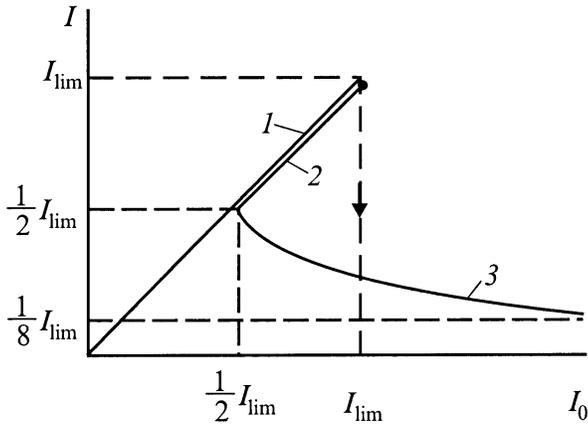


Рис. 2. Ток I , прошедший через эквипотенциальный планарный участок, в зависимости от тока инжекции I_0 . 1 — устойчивые однопоточные состояния, 2 — неустойчивые однопоточные состояния, 3 — состояния с виртуальным катодом.

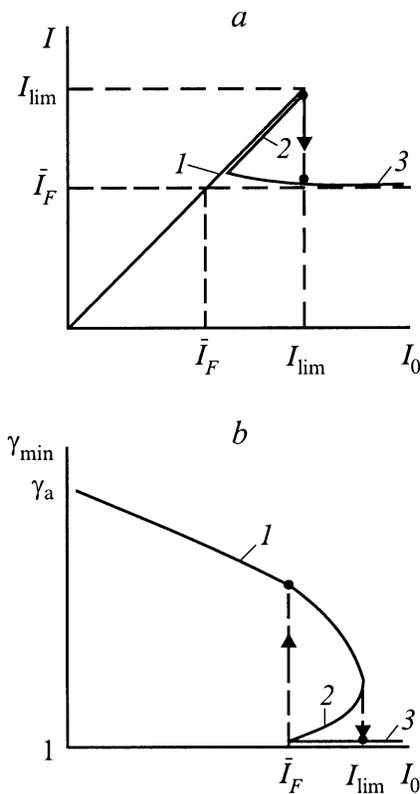


Рис. 3. Ток I , прошедший через пространство дрейфа (а) и минимальная энергия электронов пучка (б) в зависимости от тока инжекции I_0 для коаксиальной модели: 1–3 — то же, что и на рис. 2.

2. Учет релятивистских эффектов не вносит качественно новых изменений в структуру диаграммы токов (рис. 2). Аналогичный вид имеет и токовая диаграмма для модели цилиндрического сильно замагниченного тонкостенного пучка в коаксиальной трубе (рис. 3) [3].

При увеличении длины трубы дрейфа ($L_T/R_T \rightarrow \infty$) предельный ток асимптотически приближается к значению

$$I_{\text{lim}} = \frac{mc^3}{2e \ln \frac{R_T}{R_b}} (\gamma_a^{2/3} - 1)^{3/2}, \quad (4)$$

где

$$\gamma_a = 1 + \frac{eU_a}{mc^2};$$

U_a — ускоряющее напряжение, подаваемое на электронную пушку; m и e — масса и заряд электронов; c — скорость света; R_T — радиус трубы дрейфа; R_b — радиус тонкостенного пучка.

При $L_T \rightarrow \infty$ ток (I) прошедшего за виртуальный катод электронного пучка также уменьшается до асимптотического значения (рис. 3)

$$I = \bar{I}_F < I_{\text{lim}}. \quad (5)$$

Необходимость введения тока \bar{I}_F для коаксиальных систем впервые была обоснована в работе [4] (см. также [3]), где была вычислена и его величина

$$\bar{I}_F = \frac{mc^3}{2e \ln \frac{R_T}{R_b}} (\gamma_a - \gamma_F) \frac{\sqrt{\gamma_F^2 - 1}}{\gamma_F}, \quad (6)$$

$$\gamma_F = \sqrt{2\gamma_a + 0.25} - 0.5. \quad (7)$$

3. В случае нерелятивистских электронных пучков диаграмма токов (2) для планарной модели может быть рассчитана аналитически по формулам из [2]. Для коаксиальной модели с релятивистским электронным пучком, которая в основном и рассмотрена в [1], диаграмма токов (2) была рассчитана приближенно [3]. Однако доказательство неучтенного в [1] факта существования виртуальных катодов при токах инжекции меньших предельного можно провести сравнительно просто и для цилиндрической модели.

С целью доказательства рассматривается мысленный эксперимент о стационарной инжекции тонкостенного кольцевого электронного пучка в трубу через левый торец, непрозрачный для электрических полей, например через тонкую металлическую фольгу (рис. 4). На систему наложено однородное продольное магнитное поле (\mathbf{H}_0). В конце пространства дрейфа электроны

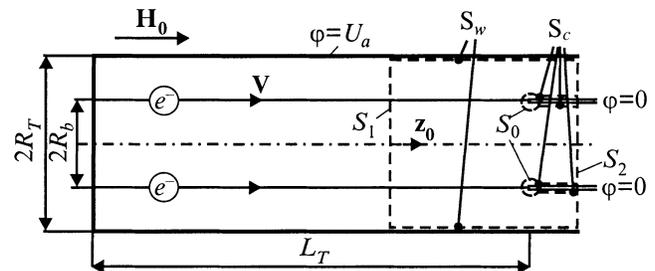


Рис. 4. Схема коаксиальной модели с тормозящим коллектором; $S = S_0 + S_1 + S_2 + S_w + S_c$ — поверхность интегрирования.

осаждаются на тонкостенный кромочный коллектор, находящийся под потенциалом катода (или несколько превышающей его),

$$\varphi_{\text{col}} = +0. \quad (8)$$

Длина дрейфового канала (L_T) считается много большей участков торможения электронов как у торца, так и у коллектора, так что в середине дрейфовой трубы устанавливается с высокой степенью точности однородное состояние электронного пучка ($\lim_{L_T \rightarrow \infty} d\gamma/dz = 0$).

Как и в [4], здесь применяется закон сохранения z -й составляющей импульса

$$\oint \left\{ \frac{E^2 + H^2}{2} \mathbf{z}_0 - E_z \mathbf{E} - H_z \mathbf{H} + 4\pi \frac{\rho}{l} \gamma m V_z \mathbf{V} \right\} d\mathbf{S} = 0 \quad (9)$$

к объему, ограниченному замкнутой поверхностью ($S = S_0 + S_1 + S_2 + S_w + S_c$), показанной на рис. 4 штриховой линией. Предполагается однонаправленное движение электронов и отсутствие у них разброса по скоростям. Поперечное движение электронов не учитывается из-за сильного магнитного поля ($|\mathbf{H}_0| \rightarrow \infty$). В (9) приняты обозначения: \mathbf{E} и \mathbf{H} — векторы электрического и магнитного полей, ρ — объемная плотность зарядов в пучке, \mathbf{V} — скорость электронов,

$$\gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right)^{-1/2}$$

— их релятивистский фактор.

На кромке коллектора электрическое поле имеет особенность, причем вклад в интеграл (9) по поверхности S_0 , радиус (r_0) который уменьшается до нуля, дает только часть поля, потенциал которого с учетом (8) удобно представить в виде

$$\varphi = Ar^{1/2} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (10)$$

соответственно

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} \oint_{S_0} \{ \dots \} d\mathbf{S} = -\frac{\pi^2}{2} R_b A^2. \quad (11)$$

Локальная координатная сетка (r, θ), примененная в (10) и при взятии интеграла (11), показана на рис. 5.

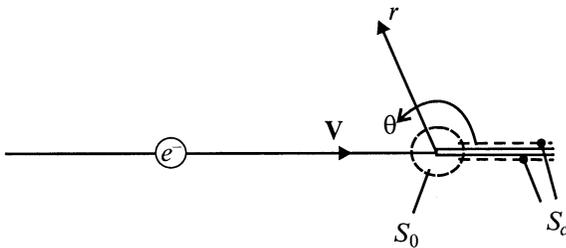


Рис. 5. Локальная система координат (r, θ) в области кромки коллектора, S_0 и S_c — поверхности интегрирования.

Поперечные сечения S_1 и S_2 считаются расположенными на однородных участках, что позволяет провести вычисление всех интегралов в (9). В результате с учетом закона сохранения энергии выводится система уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} R_b \ln \frac{R_T}{R_b} \left(\frac{eA}{mc^2} \right)^2 &= (\gamma_a - 1)^2 - (\gamma_a - \gamma)^2 \\ &- 4 \ln \left(\frac{R_T}{R_b} \right) \frac{eI_0}{mc^3} \sqrt{\gamma^2 - 1}, \\ 2 \ln \left(\frac{R_T}{R_b} \right) \frac{eI_0}{mc^3} &= (\gamma_a - \gamma) \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}, \end{aligned} \quad (12)$$

из которой по заданному I_0 можно вычислить величину A^2 . В (12) γ — нормированная энергия электронов пучка в области расположения сечения S_1 , т.е. в однородной части канала дрейфа (рис. 4). При увеличении тока инжекции (I_0) квадрат амплитуды (A^2) монотонно уменьшается, достигая нуля при $I_0 = \bar{I}_F < I_{\text{lim}}$ (см. (6)). При больших токах инжекции ($I_0 > \bar{I}_F$) амплитуда A становится мнимой, что физически невозможно. Следовательно, при токах $I_0 > \bar{I}_F$ в системе возникает виртуальный катод вследствие развития Бурсиановской неустойчивости и в конечном итоге отражающий часть тока назад к плоскости инжекции.

Из приведенного доказательства также следует, что после виртуального катода ток электронного пучка не может быть равен предельному ($I \neq I_{\text{lim}}$), как утверждается в [1]. В соответствии с (12) ток прошедшего электронного пучка не превышает \bar{I}_F при $L_T \rightarrow \infty$.

4. В работе [1] и соответственно во всех предшествующих ей работах (см. список литературы в [1]) нет упоминания о токе \bar{I}_F , имеющем, как показано выше, не менее важное значение, чем I_{lim} , при исследовании свойств виртуальных катодов. Не обсуждается в [1] и проблема неоднозначности тока прохождения через дрейфовое пространство, с чем связаны гистерезисные явления, характерные для рассматриваемого здесь круга явлений. Все эти упущения, на наш взгляд, делают результаты и выводы работы [1] весьма сомнительными и требующими их пересмотра или даже переработки.

В настоящей заметке затронут лишь вопрос о стационарных состояниях сильно замагниченных электронных пучков в каналах дрейфа. Естественно, все это необходимо для понимания и классификации свойств сильноточных электронных пучков и приборов, их использующих. Вместе с этим очевидно, что дальнейшее развитие представлений о пучках невозможно без исследования динамических состояний и в первую очередь проблем: устойчивости, возбуждения различных линейных и нелинейных колебаний, в том числе и стохастических, воздействие каких-либо внешних сил и т.д. Так что тема о виртуальных катодах все еще остается привлекательной и актуальной для дальнейших исследований.

Список литературы

- [1] Дубинов А.Е., Ефимова И.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 80–86.
- [2] Добрецов Л.Н. Электронная и ионная эмиссия. М.: ГПТИ, 1950. 275 с.
- [3] Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Материалы II Всесоюз. семинара. Горький: ИПФ АН СССР. 1981. С. 36–61.
- [4] Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я. и др. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 10. С. 134–138.